Лекция 2

1. Модель идеального газа
2. Модель совершенного газа
3. Законы термодинамики
4. Газодинамические переменные
5. Классификация течений
6. Ламинарное и турбулентное течение
7. Вязкость
8. Число Рейнольдса

Темы НИРС (Аэродинамика)

1. Исследование донного сопротивления
2. Аэродинамика Х-компоновки (прямоугольные и треугольные консоли)
3. Интерференция треугольного крыла и корпуса
4. Панельный метод для осесимметричного тела (матмоделирование)
5. Исследование сопротивления круглого цилиндра с плоским дефлектором вблизи экрана
6. Исследование аэродинамических характеристик тела с различной температурой поверхности

Модель совершенного газа

Уравнение Клапейрона-Менделеева $\mathbf{p} = \rho \mathbf{R}\mathbf{T}$ (2.2)

или $p = \dfrac{RT}{V\mu}$

$$e = c_v T \qquad (2.3)$$

$$i = c_p T \qquad (2.4)$$

$$s = c_v \ln \frac{p}{\rho^{\kappa}} + const \qquad (2.5)$$

Для воздуха

$c_p - c_v = R$ $\quad \mathbf{c}_p = 1000\ \boldsymbol{Дж \cdot кг^{-1} \cdot K^{-1}}; \quad \mathbf{c}_v = 713\ \boldsymbol{Дж \cdot кг^{-1} \cdot K^{-1}}$ (2.6)

$R = \mathbf{287}\, Дж \cdot кг^{-1} \cdot K^{-1}$ – удельная газовая постоянная

R=8,3144598(48) *Дж/(Моль·К)* – универсальная газовая постоянная

$\kappa = \dfrac{c_p}{c_v}$ – показатель адиабаты. Для воздуха ***к***=1,4

$\dfrac{p}{\rho^{\kappa}} = const$ – изоэнтропа, процесс изоэнтропический

Законы термодинамики

Термодинамический процесс называют ***равновесным***, или ***квазистатическим***, если в ходе этого процесса все характеризующие его параметры изменяются настолько медленно, что система все время находится в равновесных состояниях. Если это условие не выполняется, процесс называют ***неравновесным, нестатическим***.

Первый закон термодинамики является частным случаем общего закона сохранения энергии и для процессов, протекающих в воздухе, формулируется так: количество теплоты δq, подведенное к одному килограмму воздуха, расходуется на изменение его внутренней энергии de и внешнюю работу $pd\left(\frac{1}{\rho}\right)$

$$\delta q = de + pd\left(\frac{1}{\rho}\right) \tag{2.7}$$

или с учетом (2.1)- (2.3) и (2.6)

$$\delta q = di - \left(\frac{dp}{\rho}\right) \tag{2.8}$$

Законы термодинамики

Второй закон термодинамики устанавливает существование энтропии **s** и её неубывание при любых процессах в изолированной системе. Математически этот закон выражается следующим образом:

$$Tds = \delta q \geq 0 \tag{2.9}$$

Из соотношений (2.3), (2.7), (2.9) находим, что в случае равновесных процесс

$$Tds = dc_v T + pd\left(\frac{1}{\rho}\right) \tag{2.10}$$

Процессы, протекающие в воздухе, могут быть **обратимыми и необратимыми.**

Обратимым называется процесс, при котором изолированная система переходит из одного состояния в другое таким образом, что возможен обратный переход через те же промежуточные состояния без возникновения каких либо остаточных конечных изменений в ней или окружающей среде. Если это условие не выполняется, процесс называется ***необратимым.***

Газодинамические переменные

Воздух, обтекающий самолет, находится в движении. Механические и термодинамические параметры, определяющие движение и состояние воздуха в поле течения, имеют обобщенное наименование – **газодинамические переменные**.

Ими являются: скорость V, давление p, плотность ρ, температура T, удельная внутренняя энергия e, удельная энтальпия i, удельная энтропия s.

V+(термодинамические параметры) = ***газодинамические переменные***

Классификация течений

В общем случае газодинамические переменные зависят от координат и времени.

Течение, в котором газодинамические переменные не изменяются во времени, называют ***установившимися***.

Течение, в котором газодинамические переменные изменяются во времени, называют ***неустановившимися***.

Течение, в котором газодинамические переменные зависят от всех трех координат, называют ***пространственным***.

Течение, в котором частицы воздуха движутся параллельно некоторой фиксированной плоскости, называют ***плоскопараллельными***.

Ламинарное и турбулентное течение

Течение, в котором частицы воздуха движутся упорядоченно по слоям называют *ламинарными*.

При *турбулентном* течении частицы воздуха движутся сложным неупорядоченным образом.

Истинные значения газодинамических переменных в каждой точке турбулентного потока хаотически изменяются во времени. Турбулентное течение можно представить как результат наложения хаотического, **пульсационного** движения макрочастиц воздуха на осредненное течение. Например, осреднённые в некоторой точке в момент времени t проекции скорости на ось 0X и давление определяют как

$$\bar{v}_x = \frac{1}{T}\int_{t-T/2}^{t+T/2} v_x dt; \quad \bar{p} = \frac{1}{T}\int_{t-T/2}^{t+T/2} p dt \qquad (2.11)$$

Если осреднение в одних и тех же точках в разные моменты времени даёт одинаковые значения газодинамических переменных, то такое осредненное течение называют *установившимся*.

Ламинарное и турбулентное течение

При одинаковых осредненных значениях газодинамических переменных потоки могут существенно различаться формами и амплитудами пульсаций. Поэтому для более полной характеристики турбулентных потоков вводят понятие осредненной во времени амплитуды пульсаций. Например, амплитуда пульсаций компоненты скорости:

$$\sqrt{\overline{v_x'^2}} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_{t-T/2}^{t+T/2} v_x'^2 dt} \qquad (2.12)$$

При равенстве осредненных во времени амплитуд пульсаций скорости потока по всем направлениям турбулентность называют **изотропной**, а если это свойство сохраняется для всех точек потока, то **однородной**. Отношение осредненной во времени амплитуды пульсаций скорости к осредненной скорости потока в рассматриваемой точке называют **степенью турбулентности**

$$\varepsilon = \frac{I}{\overline{V}}\sqrt{\frac{1}{3}\left(\overline{v_x'^2} + \overline{v_y'^2} + \overline{v_z'^2}\right)} \qquad (2.13)$$

Ламинарное и турбулентное течение

При изотропной турбулентности $\left(v'_x = v'_y = v'_z\right)$ (2.14)

с учетом (2.13) и (2.14) $$\varepsilon = \frac{1}{V}\sqrt{\overline{v'^2_x}}$$ (2.15)

Обычно выражают в процентах. Для свободной атмосферы 0,03%. Вблизи поверхности летящего самолета она может увеличиваться более чем на два порядка.

Переход от ламинарного течения к турбулентному при определённом числе Рейнольдса, который называется ***критическим.***

Ламинарное и турбулентное течение

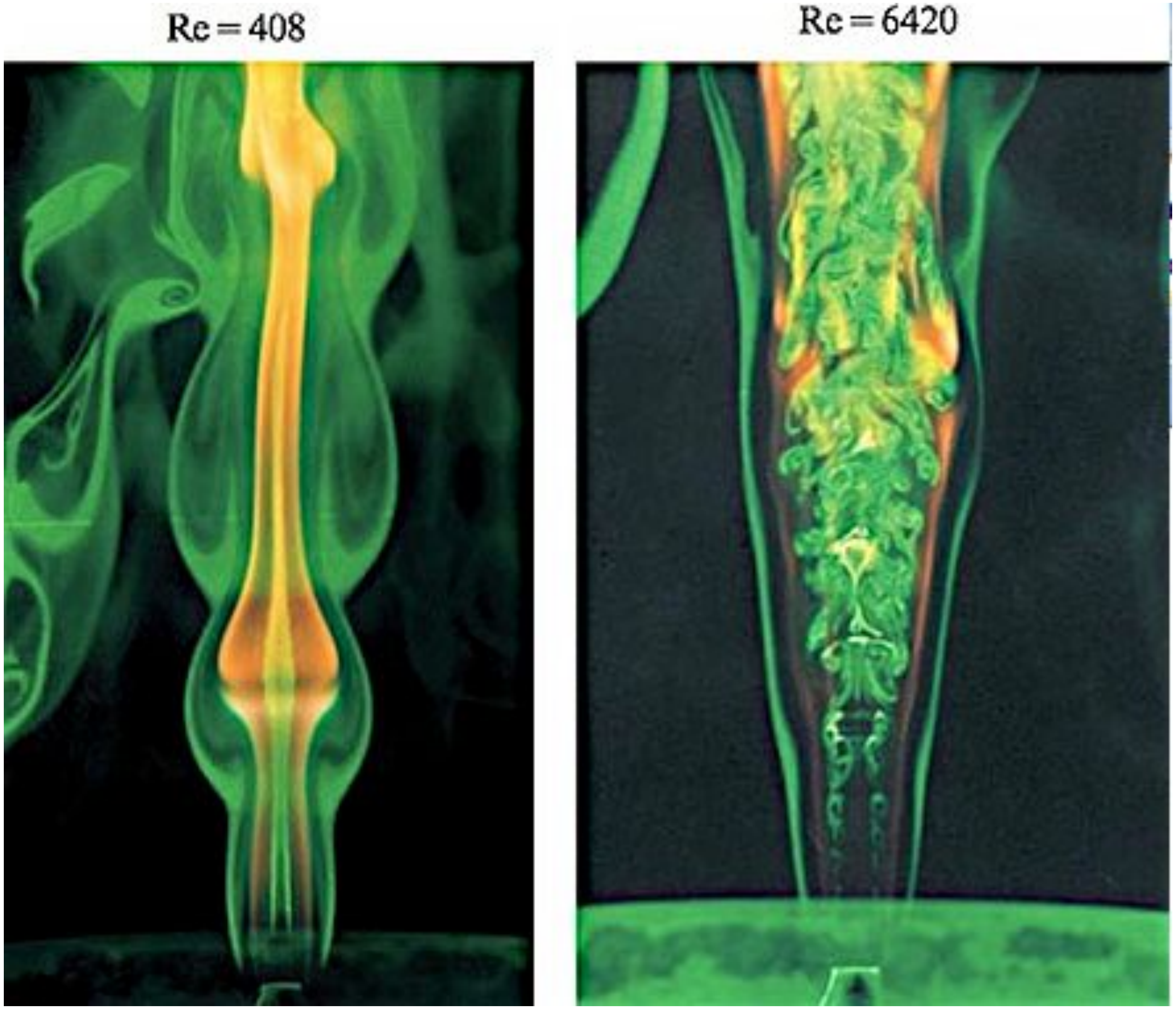

Рисунок 2.1 – Ламинарное и турбулентное течение

[http://st.otvaga2004.ru/wp-content/uploads/2013/05/otvaga2004_bulat_gen5-6_403.jpg]

Вязкость

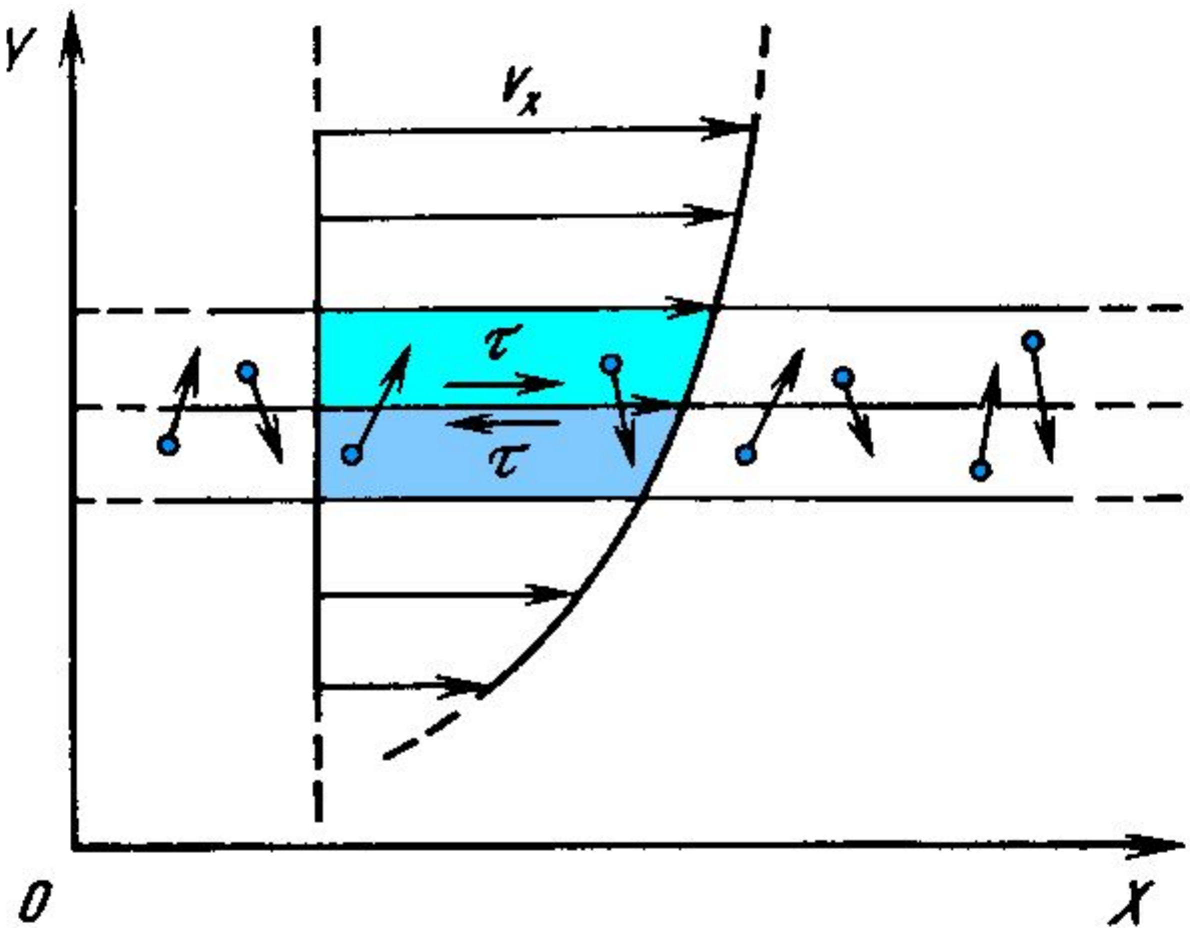

Рисунок 2.2 – Природа возникновения напряжения трения

Свойство и коэффициенты вязкости

Вязкостью воздуха называют его способность сопротивляться сдвигу. Вязкость проявляется в виде сил внутреннего трения, которые возникают в результате переноса частицами количества механического направленного движения при их переходе из одного слоя в другой.

При ламинарном течении, касательные напряжения $\tau_л$ в соответствии с ***гипотезой Ньютона*** пропорциональны производной скорости v_x по нормали к слоям и определяются как:

$$\tau_л = \mu \frac{dv_x}{dy} = \rho\nu \frac{dv_x}{dy}. \qquad (2.16)$$

Величину μ, $Па \cdot с$ характеризующую молекулярный перенос количества движения, называют **динамической вязкостью**.

кинематическая вязкость: $\nu = \frac{\mu}{\rho}$, $м^2 \cdot с^{-1}$ (2.17)

Для *воздуха* до 3000 ***K*** справедлива формула *Сатэрленда*:

$$\mu = 1.458 \times 10^{-6} \frac{T^{1.5}}{T + 110.4} \qquad (2.18)$$

Зависимость вязкости от температуры

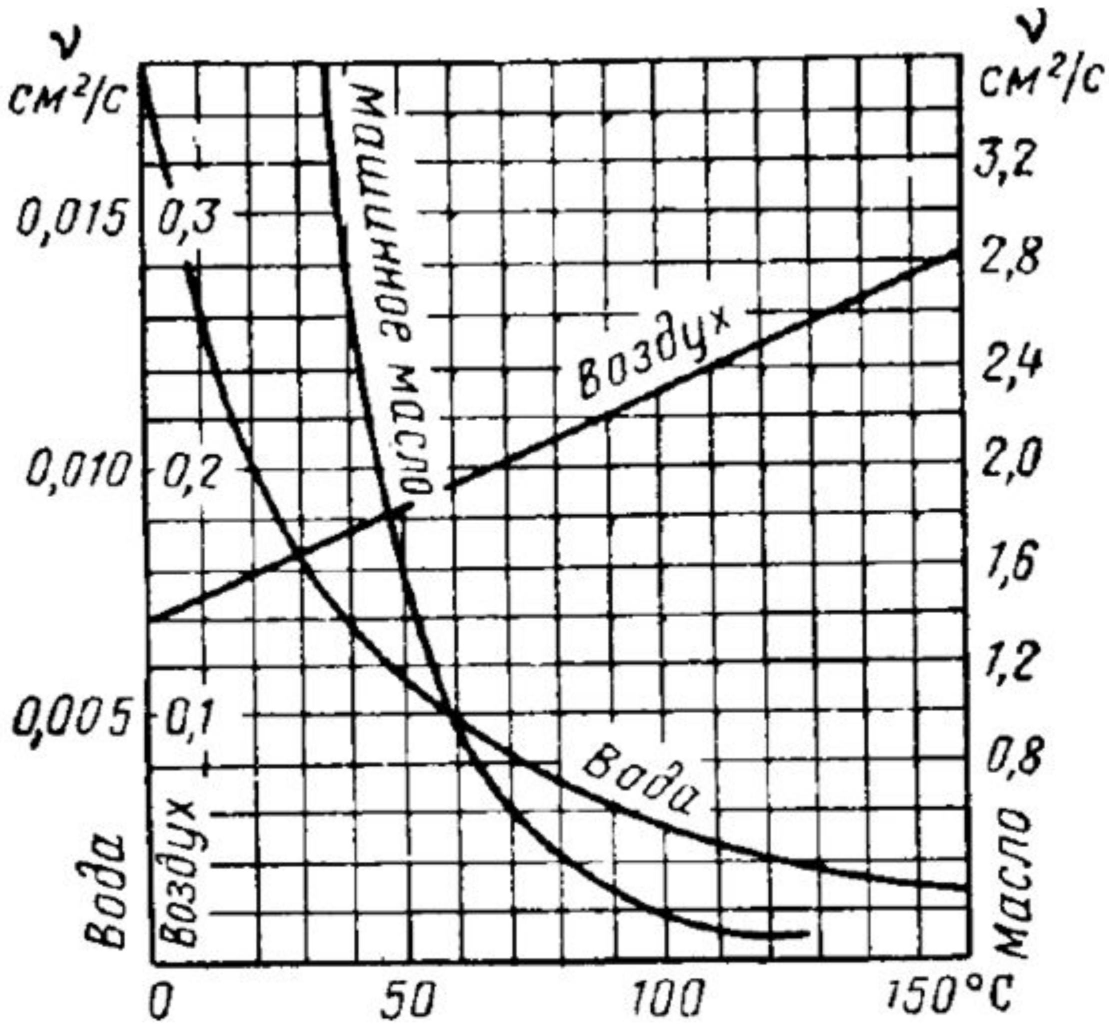

Рисунок 2.3 – Зависимость вязкости от температуры

Число Рейнольдса

$$\mathrm{Re} = \frac{V_\infty \cdot L}{\nu} \qquad (2.19)$$

При увеличении высоты полёта вязкость растёт, следовательно, число Рейнольдса падает и тем самым роль вязкости возрастает.

Критическое число Рейнольдса:

$$\mathrm{Re}_* = \frac{V_* \cdot L_{ref}}{\upsilon}; \quad \mathrm{Re}_* = \begin{cases} 2320 - water; \\ 10^{5} - air \end{cases}$$

При турбулентном режиме перенос количества движения определяется тепловым движением молекул и хаотичными перемещениями макромасс. Поэтому вязкость в турбулентных течениях проявляется сильнее, чем в ламинарных.

В случае, когда осредненные скорости $\bar{v}_y = \bar{v}_z = 0$ и осредненная скорость v_x зависит только от ко y, турбулентные касательные напряжения определяются формулой

$$\tau_т = \mu_т \frac{d\bar{v}_x}{dy} = \rho \nu_т \frac{d\bar{v}_x}{dy}. \qquad (2.20)$$

Идеальный газ

Если силы внутреннего трения малы по сравнению с инерционными силами, то их не учитывают и считают воздух лишенным вязкости.

Невязкий нетеплопроводный газ, при движении которого возникают только нормальные напряжения, называют ***идеальным газом.***

В идеальном газе давление не зависит от ориентации площадки.

Свойство гидростатического давления

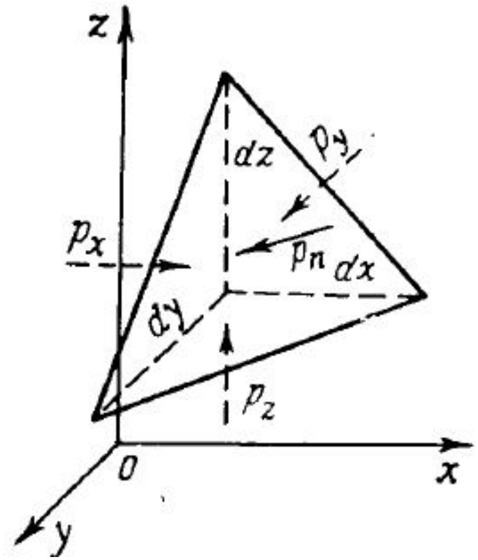

Рисунок 2.4 -Давление, действующее на площадку

Составим уравнение равновесия выделенного объема жидкости в направлении оси **ох.**

Проекция сил давления на ось **ох** равна:

$$p_x \frac{1}{2} dy\, dz - p_n dS \cos(\widehat{n, x}). \qquad (2.21)$$

Масса тетраэдра равна его произведению его объема на плотность

$$\frac{1}{6}\, dx\, dy\, dz\, \varrho \qquad (2.22)$$

Свойство гидростатического давления

Следовательно, массовая сила, действующая на тетраэдр вдоль оси

ох равна: $\frac{1}{6}\,dx\,dy\,dz\,\rho X.$ (2.23)

Уравнение тетраэдра запишется в виде:

$$\frac{1}{2}\,dy\,dz\,p_x - p_n dS\cos(n\hat{,}\,x) + \frac{1}{6}\,dx\,dy\,dz\,\rho X = 0. \qquad (2.24)$$

Разделим это уравнение почленно на площадь $\frac{1}{2}\,dy\,dz$,которая

представляет собой проекцию наклонной грани dS на плоскость yOz

и следовательно равна: $\frac{1}{2}\,dy\,dz = dS\cos(n\hat{,}\,x).$ (2.25)

Будем иметь: $p_x - p_n + \frac{1}{3}\,dx X = 0.$ (2.25)

При стремлении размеров тетраэдра к нулю, последний член уравнения, содержащий множитель dx , буде также стремиться к нулю, а давления p_x и p_n будут оставаться величинами конечными.

Свойство гидростатического давления

Следовательно, в пределе мы получим: $p_x - p_n = 0,$ (2.26)
Или $p_x = p_n.$

Аналогично составляя уравнение равновесие вдоль осей Oy и $Oz,$
После таких же рассуждений получим: $p_y = p_n,\ p_z = p_n$
Или $p_x = p_y = p_z = p_n.$

Так как размеры тетраэдра dx, dy и dz были взяты произвольно, то и наклон площадки dS произволен и, следовательно, в пределе при стягивания тетраэдра в точку давление в этой точке по всем направлениям будет одинаково.

Доказанное свойство гидростатического давления в неподвижной жидкости имеет место также ***при движении невязкой жидкости***. При движении вязкой жидкости возникают касательные напряжения, вследствие чего гидромеханическое давление в вязкой жидкости указанным свойством, не обладает.